

フレッシュコンクリートの流動解析における MPS 法の適用

Application of MPS method to Flow Analysis of Fresh Concrete

富山 潤*, 入部綱清**, 崎原康平***, 伊良波繁雄****, 山田義智****,
Jun Tomiyama, Tsunakiyo Iribe, Kohei Sakihara, Shigeo Iraha, Yoshitomo Yamada

*博士 (工学), 琉球大学准教授, 工学部環境建設工学科 (〒903-0213 沖縄県西原町字千原 1 番地)

** 修士 (工学), 研究開発部, プロメテック・ソフトウェア (株) (〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1)

*** 修士 (工学), セールスエンジニア, プロメテック・ソフトウェア (株) (〒113-0033 東京都文京区本郷 7-3-1)

****博士 (工学), 琉球大学教授, 工学部環境建設工学科 (〒903-0213 沖縄県西原町字千原 1 番地)

In this paper, we describe the application of MPS method to a flow behavior of fresh concrete. MPS method is a kind of particle method proposed by Koshizuka. This method is suitable for the simulation of moving boundary / free surface problems and large deformation problems. The constitutive equation of fresh concrete is assumed as bingham model. Bingham model has a non-linear behavior depend on shear strain ratio, and we take into account the convergence scheme for numerical simulation. As numerical example, we perform two numerical flow analyses of fresh concrete. These are for a comparative study to evaluate the applicability of the proposed method. The good results were obtained.

Key Words: MPS method, fresh concrete, bingham fluid, non-linear constitutive equation

キーワード: MPS 法, フレッシュコンクリート, ビンガム流体,
非線形構成式

1. はじめに

これまで、フレッシュコンクリートやセメントペーストなどの流動挙動を数値解析的に評価する試みが多く行われてきた。筆者らも、大変形問題に適したフリーメッシュ法¹⁾、MPS(Moving particle semi-implicit)法²⁾、SPH 法³⁾、オイラー型有限要素法⁴⁾や MAC 法⁵⁾をフレッシュコンクリートの流動解析に適用し、良好な結果を得た。上記手法は、軟練りコンクリート（スランプが 15cm 程度以上）を対象としており、解析に用いた構成モデルとして軟練りコンクリートに対する適応性が認められているビンガムモデルを採用している⁶⁾。しかし、ビンガムモデルは、ひずみ速度に依存する材料非線形性を有しており、解法においても非線形方程式を解くことになる。上記に示した手法のうち MPS 法以外は非線形性に対する収斂計算を行っているが、MPS 法の解法⁷⁾では、重力項と粘性項を 1 ステップ前の粘性を用いて陽的に解き、圧力を陰的に解くといった SMAC 法を基礎とした半陰解法アルゴリズムを用いて非圧縮性流れを解いている

ことから、これまで材料非線形性に対する収斂計算を行っていなかった。粘性が一定の流れの解析では精度的に問題ないが、ビンガム流体のように粘性が空間的に一定でなく、非線形性を示すような問題では、上記に示した他の解析結果に比べ精度的に多少問題があることは確認されていた。しかし、MPS 法は粒子法の一つで移動・自由境界問題や大変形問題を解くということに対して非常に優れた解法であり、フレッシュコンクリートなどの流動問題に有力な解析手法であることは明らかである。

そこで筆者らは、MPS 法のビンガム流体への適用に関する解析精度の向上を目的に、従来の手法に非線形性に対する収斂計算を加え、L 型フロー試験を解析対象として良好な結果を得た⁸⁾。本論文では、さらに数値解析例としてスランプ試験の解析を加え、ビンガム定数をパラメータとした検証を行った。得られた結果をもとに理論的な考察や実験結果との比較を行うことにより本手法の有効性と問題点を明確にし、本手法を実用レベルまで発展させるための方向性を示すものとする。

2. ビンガム流体の支配方程式

一般的にスランプが 15cm 程度以上の軟練りコンクリートや高流動コンクリートの流動時の構成モデルとしてビンガムモデルが適用されるケースが多い^{6,9)}。本論文では、軟練りコンクリートを対象とし、フレッシュコンクリートの構成モデルとしてビンガムモデルを採用している。ここでは、はじめに採用したビンガムモデルを説明する。次に仮定したビンガム流体の運動方程式の誘導について述べる。

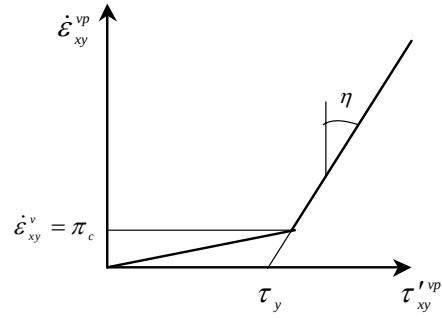


図-1 bi-viscosity モデル

2.1 構成モデル⁵⁾

前述のように軟練りコンクリートの流動挙動はビンガム流体で表すことができる。しかし、数値解析においてビンガム流体を取り扱う場合は、せん断応力が降伏値を超えるまでひずみ速度がゼロであるため、その区間は応力が不定となり、降伏前の応力の特定が不可能である。数値解析においてはこの問題を避けるために、降伏前のフレッシュコンクリートを高粘性流体として扱い、流動速度を非常に小さくすることで不動状態と表現する図-1 に示す bi-viscosity モデルを用いた^{5,9)}。

流動時におけるフレッシュコンクリートの構成モデルは粘塑性モデルとし図-2(a)に示す。また、構成式は次式で表される。

$$\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\left(\eta + \frac{\tau_y}{\sqrt{\Pi}}\right)\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \quad \Pi \geq \Pi_c \quad (1)$$

ここで、 P は圧力、 η は塑性粘度、 τ_y は降伏値、 $\dot{\epsilon}_{ij}^{vp}$ は流動時のひずみ速度、 δ_{ij} はクロネッカーのデルタである。また、 $\Pi = 2\dot{\epsilon}_{ij}\dot{\epsilon}_{ij}$ であり、この構成式はひずみ速度に依存した非線形性を有する。

不動時における構成モデルは高粘性流体モデルとし図-2(b)に示す。また、構成式を次式で表す。なお、演算にはアインシュタインの総和規約が適用される。

$$\tau_{ij} = -P\delta_{ij} + 2\left(\eta + \frac{\tau_y}{\sqrt{\Pi_c}}\right)\dot{\epsilon}_{ij}^v \quad \Pi < \Pi_c \quad (2)$$

式(2)の $\dot{\epsilon}_{ij}^v$ は不動時のひずみ速度、 Π_c は流動状態と不動状態の降伏基準値であり、流動限界ひずみ速度 π_c を用いて(3)式となる。 π_c の値については、スランプ試験を対象に予備解析を行い計算結果や計算不可などを考慮して最も適切だった値を決定した。具体的な値は計算例で示す。

$$\Pi_c = (2\pi_c)^2 \quad (3)$$

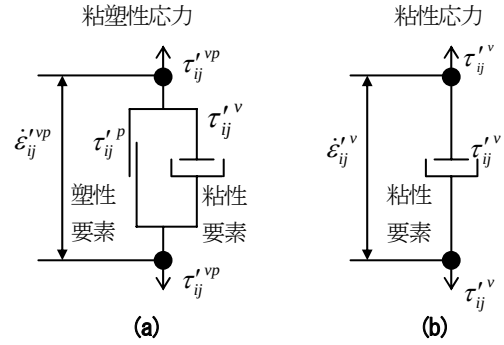


図-2 構成モデル

2.2 運動方程式

流動時のビンガム流体の運動方程式は構成式である式(1)を連続体の運動方程式に代入することにより式(4)となる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = F_i - \frac{1}{\rho} \left\{ \nabla P + (\eta + \Lambda) \nabla^2 u_i + 2\dot{\epsilon}_{ij} \frac{\partial \Lambda}{\partial x_j} \right\} \quad (4)$$

$$\Lambda = \frac{\tau_y}{\sqrt{\Pi}} \quad (5)$$

また、式(1)、(2)で流動判定に用いられる Π は、前述したようにひずみ速度の関数であり次式で表される。

$$\Pi = 2\dot{\epsilon}_{ij}^{vp}\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \dot{\epsilon}_{ij}^{vp}\dot{\epsilon}_{ij}^{vp} &= \dot{\epsilon}_{xx}^{vp2} + \dot{\epsilon}_{yy}^{vp2} + \dot{\epsilon}_{zz}^{vp2} \\ &+ 2\left(\dot{\epsilon}_{xy}^{vp2} + \dot{\epsilon}_{yz}^{vp2} + \dot{\epsilon}_{zx}^{vp2}\right) \end{aligned} \quad (7)$$

ここで $\dot{\epsilon}_{xx}^{vp}$ はx方向ひずみ速度、 $\dot{\epsilon}_{yy}^{vp}$ はy方向ひずみ速度、 $\dot{\epsilon}_{zz}^{vp}$ はz方向ひずみ速度、 $\dot{\epsilon}_{xy}^{vp}$ 、 $\dot{\epsilon}_{yz}^{vp}$ 、 $\dot{\epsilon}_{zx}^{vp}$ はせん断ひずみ速度である。

同様に不動時の運動方程式も得られるが、不動時の場合の構成モデルの粘性項は、ひずみ速度の依存しないため、式(4)の右辺第4項の勾配が出てこないことになり、不動時の運動方程式は次式となる。

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = F_i - \frac{1}{\rho} \left\{ \nabla P + (\eta + \Lambda) \nabla^2 u_i \right\} \quad (8)$$

ただし,

$$\Lambda = \frac{\tau_y}{\sqrt{\Pi_C}} \quad (9)$$

である.

3. MPS 法のビンガム流体への適用

ここでは, 粒子法の一つである MPS 法を, 非線形構成則を有するビンガム流体の流れ問題へ適用する方法を示す. はじめに, MPS 法の基礎事項⁷⁾を述べ, つぎに MPS 法をビンガム流体解析への適用する方法を述べる. なお, MPS 法の詳細は文献 7) にあるため参照されたし.

3.1 MPS 法の勾配モデル, ラプラシアンモデル⁷⁾

MPS 法は, 非圧縮性流れをラグランジュ的に, 粒子を移動させて解く手法であり, 数値解析手法の分類では粒子法として位置づけられており, 式(4),(8)に出てくる微分演算子を粒子間の相互作用によって表現することにその特徴がある.

MPS 法では連続体を有限個の粒子に置き換え, 式(10)で表される重み関数を用い, 粒子間相互作用を解いている.

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & r \leq r_e \\ 0 & r_e < r \end{cases} \quad (10)$$

ここで r は粒子間距離, r_e は粒子間相互作用の及ぶ範囲の半径である.

流体の支配方程式には微分演算子として勾配とラプラシアンが含まれる. MPS 法では粒子 i のある物理量を ϕ とすると勾配とラプラシアンは, 重み関数 w を用いそれぞれ次式で表される.

$$\langle \nabla \phi \rangle_i = \frac{d}{n^0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|r_j - r_i|^2} (r_j - r_i) w(|r_j - r_i|) \right] \quad (11)$$

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle_i = \frac{2d}{\lambda n^0} \sum_{j \neq i} \left[(\phi_j - \phi_i) w(|r_j - r_i|) \right] \quad (12)$$

ここで, $\langle \rangle_i$ は粒子 i における粒子間相互作用モデルを表す. r は粒子の位置ベクトル, j は近傍粒子番号, d

は次元数, また, 式(11), (12)の n^0 は初期配置から求められた粒子数密度である.

また, 粒子数密度は重み関数を用いて次式で定義する.

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|r_j - r_i|) \quad (13)$$

式(13)は粒子 i において, 粒子 i と近傍粒子である各粒子との重みの和を表している. 式(12)の係数 λ は変数分布の分散を解析解と一致させるための係数であり次式より求まる.

$$\lambda = \frac{\sum_{j \neq i} \left[w(|r_j - r_i|) |r_j - r_i|^2 \right]}{\sum_{j \neq i} \left[w(|r_j - r_i|) \right]} \quad (14)$$

3.2 計算アルゴリズム

前述したように MPS 法の非圧縮性流れの計算アルゴリズムは SMAC 法的手法である半陰解法アルゴリズムが用いられており, 以下にそのアルゴリズムを簡単に述べる.

解くべき方程式は, 下記の連続の式と運動方程式である.

$$\left[\frac{\partial \rho}{\partial t} \right]^{k+1} = 0^k \quad (15)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} = - \left[\frac{1}{\rho} \nabla p \right]^{k+1} + \left[(\eta_0 + \Lambda) \nabla^2 u_i + 2\epsilon_{ij} \nabla \Lambda \right]^k + [F_i]^k \quad (16)$$

ここで, Δt は時間刻み, k はタイムステップである. はじめに陽的な解法として, 粘性項と重力項を解き, 仮速度 u_i^* と仮の位置 r_i^* を次式により求める.

$$u_i^* = u_i^k + \Delta t \left[(\eta + \Lambda) \nabla^2 u_i + 2\epsilon_{ij} \nabla \Lambda + F_i \right] \quad (17)$$

$$r_i^* = r_i^k + \Delta t u_i^* \quad (18)$$

ここで, 粘性項に含まれる勾配とラプラシアンは, それぞれ式(11), (12)を用いて表す.

仮の位置 r_i^* で粒子数密度 n^* を求めると, 初期粒子数密度 n^0 と一致していないため, 式(15)で示す非圧縮条件を満足していない. そこで, 次ステップとして, 粒子の初期配置から粒子数密度 n^0 と毎ステップで計算される

粒子数密度 n^* を一致させる. そうすることで影響半径内に一定の粒子が存在するような圧力が発生し, 質量が保存され非圧縮条件を満足させることができる.

粒子の圧力は, n^* から n^0 への修正量から次式を用いて陰的に計算することができる.

$$\nabla^2 p^{k+1} = -\frac{\rho}{\Delta t^2} \frac{n_i^* - n^0}{n^0} \quad (19)$$

これより得られた各粒子の圧力から, 次式により修正速度 u'_i が得られる.

$$u'_i = -\frac{\Delta t}{\rho_0} \nabla p^{k+1} \quad (20)$$

修正速度 u'_i を用いて最終的に, 真の速度および位置が次式で求まる.

$$\left. \begin{aligned} u_i^{k+1} &= u_i^* + u'_i \\ r_i^{k+1} &= r_i^* + r'_i \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

以上が従来の MPS 法の計算アルゴリズムであり, 式(16)の材料非線形性を考慮していなかった. 今回新たに, 仮速度を求める陽的なステップにおいて直接反復法¹⁰⁾による収斂計算を行うことで計算精度の向上を可能にした.

簡単に収斂計算のアルゴリズムを示す.

- ① 仮の速度の初期速度 u_i^{*0} と仮定する.
- ② u_i^{*0} を用いて, ひずみ速度 $\dot{\epsilon}_{ij}$ を計算する.
- ③ $\dot{\epsilon}_{ij}$ を用いて, 式(16)の粘性項を計算し, u_i^* を計算する.
- ④ 誤差判定として, 次式の計算を行い, 収斂判定を行う. なお, 収斂条件は次式のように 0.05 以下とした.

$$\text{誤差} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (u_i^* - u_i^{*0})^2}{\sum_{i=1}^n (u_i^*)^2}} \leq 0.05 \quad n: \text{総粒子数}$$

- ⑤ 収斂した場合は, 次の計算ステップへ進み, 収斂していない場合は, $u_i^{*0} = u_i^*$ として, ②~④を繰り返す.

なお, 収斂計算のループにおいても流動—不動の判定も同時に行っている. また, ひずみ速度を精度良く求めるために, 最小自乗法を用いている. 具体的には, 3次元空間において, 粒子 I の座標を (x_I, y_I, z_I) とするとし,

その近傍の速度 (u, v, w) の分布を次式の 1 次式で仮定する.

$$\left. \begin{aligned} u &= a_0 + a_1 x + a_2 y + a_3 z \\ v &= a_4 + a_5 x + a_6 y + a_7 z \\ w &= a_8 + a_9 x + a_{10} y + a_{11} z \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

ここで, $a_0 \sim a_{11}$ は未定係数である.

式(22)と各計算点 (粒子位置) での速度値との差について 2 乗の和を J とすると,

$$\left. \begin{aligned} J_x &= \sum_I (a_0 + a_1 x_I + a_2 y_I + a_3 z_I - u_I)^2 \\ J_y &= \sum_I (a_4 + a_5 x_I + a_6 y_I + a_7 z_I - v_I)^2 \\ J_z &= \sum_I (a_8 + a_9 x_I + a_{10} y_I + a_{11} z_I - w_I)^2 \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

と書ける. J を最小にするには, それぞれの未定係数で J を偏微分したものをゼロとすればよい. つまり, 次式となる.

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial J_x}{\partial a_0} = \frac{\partial J_x}{\partial a_1} = \frac{\partial J_x}{\partial a_2} = \frac{\partial J_x}{\partial a_3} &= 0 \\ \frac{\partial J_y}{\partial a_4} = \frac{\partial J_y}{\partial a_5} = \frac{\partial J_y}{\partial a_6} = \frac{\partial J_y}{\partial a_7} &= 0 \\ \frac{\partial J_z}{\partial a_8} = \frac{\partial J_z}{\partial a_9} = \frac{\partial J_z}{\partial a_{10}} = \frac{\partial J_z}{\partial a_{11}} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

具体的に, J_x について書き下すと,

$$\begin{bmatrix} \sum_I^1 & \sum_I x_I & \sum_I y_I & \sum_I z_I \\ \sum_I x_I & \sum_I x_I^2 & \sum_I x_I y_I & \sum_I x_I z_I \\ \sum_I y_I & \sum_I x_I y_I & \sum_I y_I^2 & \sum_I y_I z_I \\ \sum_I z_I & \sum_I x_I z_I & \sum_I y_I z_I & \sum_I z_I^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \sum_I u_I \\ \sum_I u_I x_I \\ \sum_I u_I y_I \\ \sum_I u_I z_I \end{bmatrix} \quad (25)$$

となり, これを解いて未定係数の値が決まると, 次式のようにひずみ速度成分を求めることができる.

$$\frac{\partial u}{\partial x} = a_1, \quad \frac{\partial u}{\partial y} = a_2, \quad \frac{\partial u}{\partial z} = a_3 \quad (26)$$

同様に, J_y, J_z についても解くと,

$$\frac{\partial v}{\partial x} = a_5, \quad \frac{\partial v}{\partial y} = a_6, \quad \frac{\partial v}{\partial z} = a_7 \quad (27)$$

$$\frac{\partial w}{\partial x} = a_9, \quad \frac{\partial w}{\partial y} = a_{10}, \quad \frac{\partial w}{\partial z} = a_{11} \quad (28)$$

となり, 粒子ごとのひずみ速度を次式により求めること

ができる。

$$\begin{bmatrix} \dot{\epsilon}_{xx} & \dot{\epsilon}_{xy} & \dot{\epsilon}_{xz} \\ \dot{\epsilon}_{yx} & \dot{\epsilon}_{yy} & \dot{\epsilon}_{yz} \\ \dot{\epsilon}_{zx} & \dot{\epsilon}_{zy} & \dot{\epsilon}_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial u}{\partial x} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) & \frac{\partial v}{\partial y} & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) \\ \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) & \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) & \frac{\partial w}{\partial z} \end{bmatrix} \quad (29)$$

4. 数値解析例

本手法の妥当性を検討するために、スランプ試験を対象に、ビンガム定数をパラメータとした次の2ケースの解析を行った。(1)降伏値をパラメータとした場合、(2)塑性粘度をパラメータとした場合、それぞれのスランプに及ぼす影響を理論的な検討に加え、実験結果との比較を行った。その結果、本手法の有効性と問題点が示された。なお、スランプ試験のような軸対象問題においては、計算領域を軸対象と仮定した準3次元解析も考えられるが、本研究は、実際のコンクリート打設を目標において解析手法の開発を進めているため、3次元解析とした。

今回の解析では、図-3に示す粒子モデルを用いて行った。青い粒子がフレッシュコンクリート粒子、黄色が圧力を考慮する境界粒子、赤い粒子が壁粒子である。なお、流体粒子は、5,330粒子からなり、総粒子数は、18,335粒子である。粒子数は数値解に影響を与えるため予備解析を行い適切な粒子数を決定している。また、時間刻みは、初期値として、0.001秒を与え、それ以降は、数値安定性を考慮し、クーラン数と拡散数に上限を与え、自動的に計算している。なお、本解析では、それぞれ0.2として計算している。境界条件としては、圧力を考慮する境界粒子の速度をゼロにすることでノンスリップ条件としている⁷⁾。

本手法では、非降伏状態を高粘性流体と扱っているため、流動は完全に停止しない。そこで本解析では、90%以上の粒子が不動状態と判定された時点で流動停止と判定した。なお、流動限界ひずみ速度は予備解析の結果 $\pi_c=0.1$ を用いている。

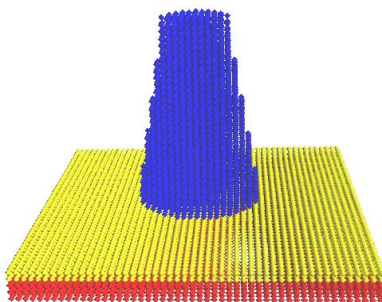


図-3 粒子モデル

4.1 降伏値をパラメータとした検討

ここでは、降伏値の違いがフレッシュコンクリートのスランプ値に与える影響を考察するために、ビンガム定数として塑性粘度を $50\text{Pa}\cdot\text{s}$ 一定とし、降伏値を表-1に示す3ケースで解析を行った。なお、今回設定した降伏値の範囲は、ビンガムモデルの適用範囲を考慮にいれて決定している。

表-1 解析モデル

モデル名	#1	#2	#3
ビンガム定数			
降伏値 (Pa)	100	300	500
塑性粘度 (Pa・s)	50	50	50

解析結果として、図-4にスランプを示す。比較のために、既往の実験結果¹¹⁾も同時に示した。

今回行った降伏値の範囲内では、図-4に示すように水口らの行った実験結果¹¹⁾の範囲内に入り、良好な結果を得ることができた。

図-5にスランピング曲線を示す。これを見ると塑性粘度は同じであるが、流動速度が異なっているのがわかる。これは、式(1)、(2)で示したビンガム流体の構成モデルからもわかるように、見かけの粘性(式(1)、(2)の右辺第二項)が降伏値とせん断ひずみ速度や流動限界ひずみ速度に依存しているからである。

本手法において、見かけの粘性とせん断ひずみ速度の関係は図-6のように表すことができ、上記の説明として図中に示した $\eta'_{\max}$ が解析ケースごとに異なることになる。適切な流動限界ひずみ速度を決定することができれば精度の良い計算結果を得ることができる。しかし、同じ塑性粘度、降伏値であっても物理的に意味のないこの値によって流動停止条件が左右されるため、今後なんらかの対応策を考える必要がある。

図-7、8に#1と#3の流動挙動を示す。本解析結果は、実際のスランプ試験に見られるような底面から1/3程度上部までの範囲が膨らみ出し、頂上が下がっていく様子が表現できていることが確認でき、さらに降伏値の違いで最終的な変形状態の違いを比較的良好に再現できていると思われる。これらの経時的な変形形状は、過去に行われた軸対象とした準3次元解析結果と同様な挙動を示している⁵⁾。

今回の解析ケースは、軟練りコンクリートを対象としているため降伏値が比較的小さい場合に限り行った。しかし、塑性粘度が小さくても降伏値が大きくなると見かけの粘性が大きくなり、粘性項を陽的に、かつ、非線形収斂計算を行っている本手法では数値安定性のため自動的に時間刻みが小さくなり計算時間が問題になるからである。今後、粘性項も陰的に解き、計算に要する時間の節約が必要である。さらに打設などの実問題を計算する場合に、大規模な計算が必須となることが予想され、

並列計算が必要である^{12),13)}。なお、今回の計算は、約12時間 (Intel Core2Duo, 3.2MHz, Memory4GB) である。

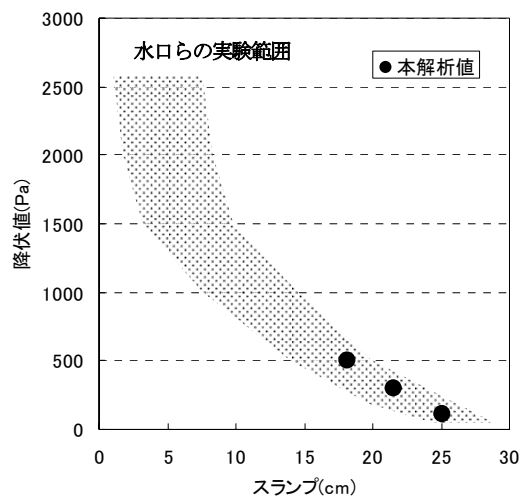


図-4 降伏値とスランプの関係

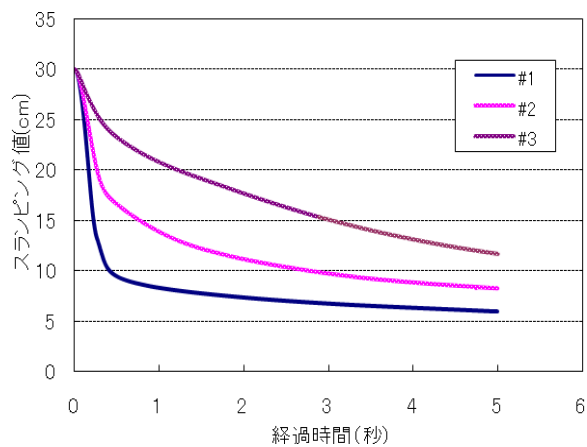


図-5 スランピング曲線

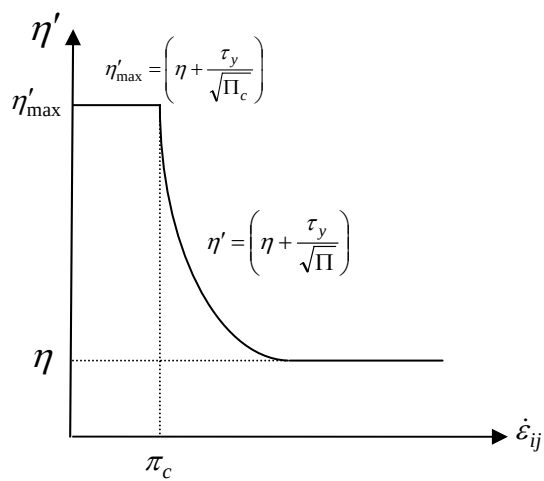
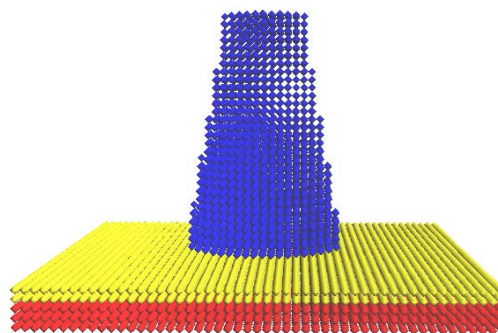
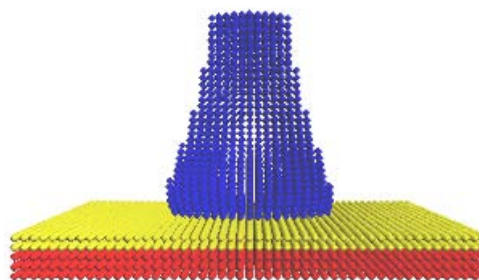


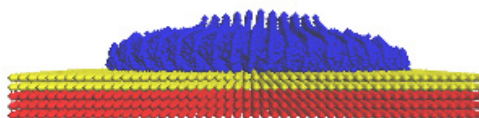
図-6 見かけの粘性とせん断ひずみ速度



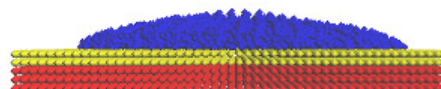
(a) 0.0(s)



(b) 0.1(s)

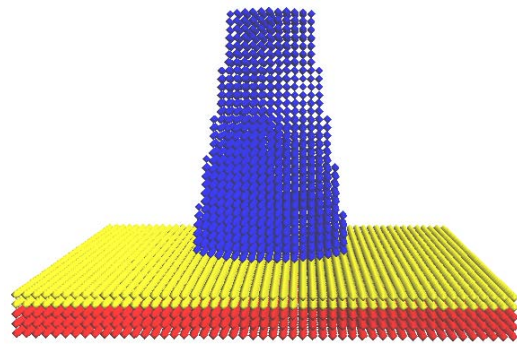


(c) 1.0(s)

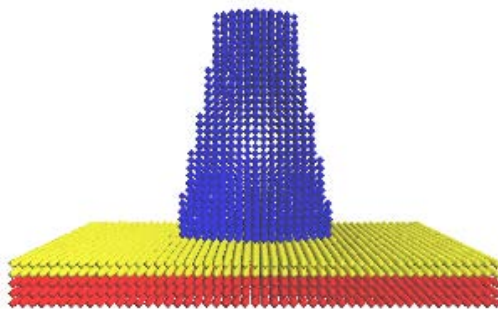


(d) 5.0(s)

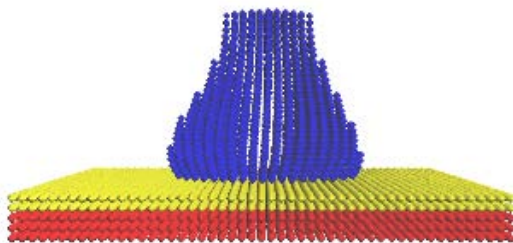
図-7 #1の流動挙動



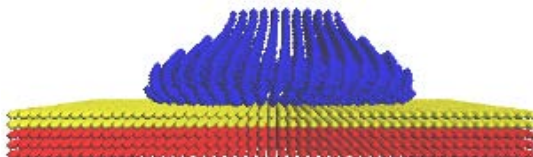
(a) 0.0(s)



(b) 0.1(s)



(c) 1.0(s)



(d) 5.0(s)

図-8 #3の流動挙動

4.2 塑性粘度をパラメータとした検討

4.1 では、塑性粘度を固定し、降伏値をパラメータとしてスランプ試験を対象に、その影響を検証した。

ここでは、降伏値を 100Pa 一定とし、塑性粘度を表-2 に示す 2 ケースで解析を行った。理論的には、塑性粘度が異なっても同じ降伏値であれば、同じスランプを得ることができるはずであり、本手法でそれが再現できるか検討した。このため、解析に用いた塑性粘度は極端に違う値を与えてある。

解析結果として、図-9 にスランピング曲線を示す。図-9 から、#4 に関しては、スランプが約 25cm と 4.1 の #1 とほぼ同様な値が得られているが、#5 はスランプが約 23cm と予想と異なる結果となった。しかし、その差は約 2cm となっており、水口らの実験結果¹¹⁾と比べても実験範囲内に収まっている。また、25cm が正解としてもその誤差はわずかに 8% であり、それほど検討違いな値ではないと言える。

しかし、前述したように塑性粘度、降伏値に対する流動限界ひずみ速度の取り方には注意が必要である。特に今回解析した #5 のように塑性粘度が大きい場合に流動限界ひずみ速度を #4 と同じにした場合、図-10 に示すように #4 では、塑性粘度 50Pa・s に対して、不動時の見かけの粘性は 550Pa・s となる。これに対して、#5 では塑性粘度が 1500Pa・s に対して、不動時の見かけの粘性は 2000Pa・s と #4 に比べて流動時、不動時の粘性に相対的な差がないことになる。前述したが、流動限界ひずみ速度の合理的な決定法を検討し確立する必要がある、今後の課題である。

表-2 解析モデル

モデル名	#4	#5
ビンガム定数		
降伏値 (Pa)	100	100
塑性粘度 (Pa・s)	50	1500

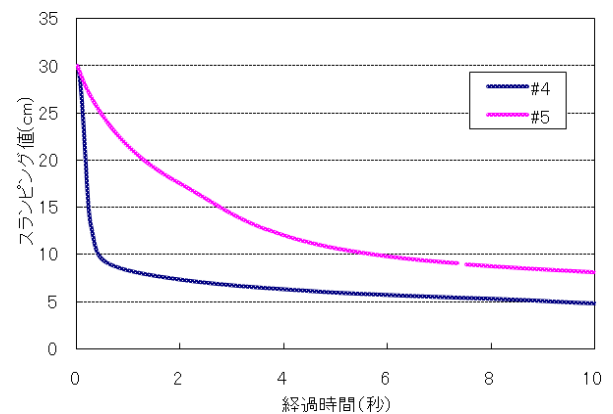


図-9 スランピング曲線

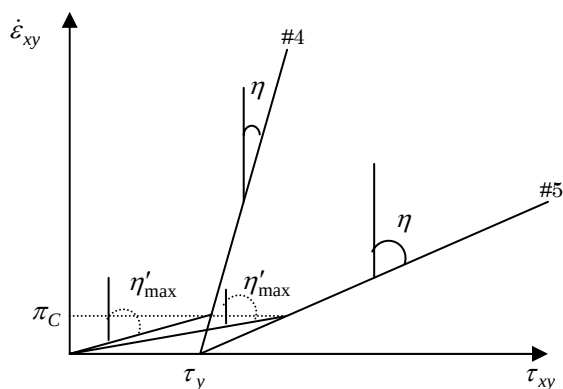


図-10 流動限界ひずみ速度に依存した見かけの粘性

5. まとめ

本論文では、粒子法的一种である MPS 法をフレッシュコンクリートの流動問題へ適用し、その有効性と問題点を検討した。今回得られた知見と今後の課題を下記に示す。

- (1) 今回フレッシュコンクリートの構成モデルとして仮定したビンガムモデルは、ひずみ速度に依存した非線形性を持つため、本手法では MPS 法の解析アルゴリズムをそれほど組み替えることなく、陽的に解いている粘性項に非線形計算を組み込み良好な結果を得た。
- (2) ビンガム定数である塑性粘度を固定して、降伏値をパラメータとした数値解析例では、実験結果と比較を行い、良好な結果を得た。
- (3) ビンガム定数である降伏値を固定して、塑性粘度をパラメータとした解析では、解析した塑性粘度の異なる両ケースにおいて同じスランプ値が得られるか検討したが、予想と多少異なる結果となり、今後の解決すべき問題が明らかになった。
- (4) (2)、(3)に関連して、流動限界ひずみ速度の合理的な決定方法の検討および確立が今後必要である。
- (5) 見かけの粘性が大きくなると、数値安定性の問題から時間刻みが小さくなり、陽的な計算では計算時間が非常に長くなるため、粘性項の計算に陰的な計算を適応する必要がある。そうすることで時間的な問題だけでなく精度の改善も期待できると考えられる。この点については早急に検討を進める。
- (6) 実問題に適用するためには、大規模問題を解くことになることから、並列計算の検討が必要である。

謝辞

本研究の一部は、平成 18 年度科学研究補助金（基盤研究(C)：課題番号：18560554，研究代表者：山田義智）による助成を受けた。ここに記して感謝の意を表す。

参考文献

- 1) 富山潤，伊良波繁雄，山田義智，松原仁，矢川元基：フリーメッシュ法によるフレッシュコンクリートの流動解析に関する研究，土木学会論文集，No.746，V-61，pp.91-101，2003.
- 2) 入部綱清，伊良波繁雄，富山潤，松原仁：フレッシュコンクリートの流動問題への粒子法の適用，コンクリート工学年次論文集，Vol. 25，No.1，pp.905-910，2003.
- 3) 崎原康平，伊良波繁雄，入部綱清，富山潤：SPH 法によるフレッシュコンクリートの流動解析，コンクリート工学年次論文集，Vol.26，No.1，pp.1149-1154,2004.
- 4) 富山潤，山田義智，入部綱清，伊良波繁雄：オイラー型有限要素法によるフレッシュコンクリート流動解析，コンクリート工学年次論文集，Vol.27，No.1，pp.1039-1044，2005.
- 5) 山田義智，大城武：フレッシュコンクリート流動解析への MAC 法への適用，コンクリート工学年次論文集，Vol.20，No.1，pp.131-136，1998.
- 6) 谷川泰雄，森博嗣：フレッシュコンクリートのレオロジーと流動解析，コンクリート工学，Vol.31，No.10，pp.5-16，1993.10
- 7) 越塚誠一：粒子法 計算力学レクチャーシリーズ⑤，丸善株式会社，2006.
- 8) 富山潤，入部綱清，山田義智，伊良波繁雄：ビンガム流体の流動解析における MPS 法の適用，コンクリート工学年次論文集，Vol.29，No.2，pp.43-48，2007.
- 9) コンシステンシー評価指標小委員会：コンクリート技術シリーズ No.54 フレッシュコンクリートのコンシステンシー評価に関する技術の現状と課題（Ⅱ），土木学会，pp.69-97，2003.7
- 10) 青木勇，ほか：塑性力学の基礎-初等解析から有限要素法まで-，産業図書，2000.
- 11) 森博嗣，谷川恭雄：フレッシュコンクリートの各種コンシステンシー試験法に関するレオロジー的考察，日本建築学会構造系論文集，第377号，pp.16-25，1987.7
- 12) 入部綱清，藤澤智光，柴田和也，越塚誠一：MPS 法を用いた並列流体解析に関する基礎的研究，計算工学会論文集，2006 号，2006. 4. 27.
- 13) 入部 綱清，藤澤 智光，越塚 誠一：“粒子法による大規模解析におけるノード間通信の低減，Transactions of JSCEs，Vol. 2008，20080020，(2008).

(2008 年 9 月 18 日受付)